

Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Tragflügeln endlicher Spannweite mit Strahlklappen

Das, Arabino

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 17, 1965,
S.21-50



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Tragflügeln endlicher Spannweite mit Strahlklappen*)

Von A. Das **)

Vorgelegt von Herrn H. Schlichting

(Eingegangen am 15. 3. 1965)

Übersicht: Eine allgemeine Tragflächentheorie für Tragflügel mit Strahlklappen ist vom Verfasser früher angegeben worden. Als Fortsetzung dieser Arbeit wurde es unternommen, die Theorie auf verschiedene Beispiele anzuwenden und die Ergebnisse durch experimentelle Untersuchungen nachzuprüfen. Die vorliegenden Untersuchungen erfassen Tragflügel verschiedener Grundrißformen (Rechteckflügel, Pfeilflügel, Deltaflügel) und verschiedener Seitenverhältnisse mit Ausblasen von der Flügelhinterkante, wobei die Ausblasewinkel, der Strahlimpuls und in einigen Beispielen die Anordnung des Ausblasens variiert wurden. Der Strahlimpulsbeiwert wurde zwischen $C_\mu = 0$ und 2,0 variiert. Die durchgeführten Messungen umfaßten Druckverteilungsmessungen auf der Flügelfläche, woraus durch Integration die aerodynamischen Kräfte und Momente ermittelt wurden. Die vorliegenden theoretischen Ergebnisse zeigen mit den Messungen gute Übereinstimmung.

Summary: A general lifting surface theory for jet-flapped wings of finite span has previously been published by the author. The subject of this paper is to apply this theory to various examples and to compare theoretical results with experiments. The experimental investigations deal with wings of various plan forms (rectangular-, swept- and delta wings) of different aspect ratios and provided with blowing at the trailing edge. The following parameters have been varied in a rather wide range: angle of blowing, total momentum coefficient $C_\mu = 0$ to 2,0 and the spanwise distribution of momentum coefficient. The spanwise and chordwise lift distribution and also the aerodynamic forces and moments were obtained from measurements of the pressure distribution on the wing surface. On the whole there is good agreement between the theoretical and experimental results.

1. Einleitung

Zur Erhöhung des Auftriebes von Tragflügeln hat sich das Ausblasen eines dünnen Luftstrahles von der Flügelhinterkante als ein sehr wirksames und geeignetes Mittel erwiesen. Dieser Luftstrahl, der durch einen schmalen Schlitz mit großer Geschwindigkeit schräg nach unten ausgeblasen wird, wirkt in ähnlicher Weise wie eine mechanische Klappe und wird deshalb „Strahlklappe“ (Jet Flap) genannt.

Eine solche Strahlschicht liefert außer der Reaktionskraft eine zusätzliche Zirkulation um den Tragflügel — die sogenannte „Superzirkulation“. Diese zusätzliche Zirkulation kommt dadurch zustande, daß der entstehende Druck-

*) Diese Untersuchungen wurden mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt.

**) Institut für Aerodynamik der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFL) Braunschweig.

unterschied an der gekrümmten Strahlfläche eine Zirkulation um die Strahlschicht hervorruft, die ihrerseits einen induzierten Aufwind am Ort des Flügels liefert.

Während die Reaktionskraft des Strahles auf elementare Weise bestimmt werden kann, muß der Anteil des Zirkulationsauftriebes mit Hilfe des Wirbelmodells nach dem Verfahren der Tragflügeltheorie ermittelt werden. Hierfür muß zunächst die Wirbelverteilung eines zweidimensionalen Strahlklappenflügels ermittelt werden. Durch Übertragung dieser Vorstellung auf jeden Elementarstreifen eines dreidimensionalen Strahlklappenflügels und durch die Bestimmung der resultierenden induzierten Geschwindigkeiten läßt sich dann auch die Zirkulationsverteilung längs der Flügelspannweite bestimmen.

Durch Anwendung der Theorie des dünnen Profils wurde von *D. A. Spence* [1] [2] sowie von *R. Siestrunck* und *J. J. Bernard* [3] die Druckverteilung längs der Tiefe eines zweidimensionalen Strahlklappenflügels berechnet. Dieses Problem ist auch von *L. Malavard* u. a. [4] durch Anwendung der rheoelektrischen Analogiemethode bearbeitet worden, wobei die Zirkulationsverteilung längs der Flügeltiefe ermittelt wurde. Die theoretischen Arbeiten von *W. Jacobs* [5] und *Y. A. Yoler* [6] befassen sich lediglich mit den aerodynamischen Beiwerten eines zweidimensionalen Strahlklappenflügels, jedoch ohne Angabe der Druckverteilung längs der Flügeltiefe. Diese Beiwerte stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von [1] bis [4]. Eine Erweiterung der Spenceschen Theorie auf Ausblasprofile mit Wölbung wurde von *G. R. Hough* [7] angegeben.

Beim Übergang zum Strahlklappenflügel endlicher Spannweite gestaltet sich die Berechnung der Auftriebsverteilung wegen der wechselseitigen Wirkung zwischen Strahlform und den induzierten Geschwindigkeiten weitaus schwieriger als beim einfachen Tragflügel ohne Strahlklappe.

Von *E. C. Maskell* und *D. A. Spence* [8] sowie von *Y. A. Yoler* [6] wurden Traglinien-Theorien von Strahlklappenflügeln endlicher Spannweite entwickelt. Während in [8] die Berechnung nur mit einer Traglinie am $1/4$ -Punkt und für elliptische Verteilung des Auftriebes und Strahlimpulses über der Spannweite durchgeführt wurden, sind in [6] dagegen zwei gebundene Wirbellinien am $1/4$ -Punkt und $3/4$ -l-Punkt des Flügels angesetzt worden. Die Ergebnisse beider Theorien sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen.

Eine Bestimmung der Auftriebsverteilung längs Spannweite und Tiefe am Strahlklappenflügel beliebiger Form stammt von *L. Malavard* und *L. Lepage* [9]. Bei dieser Berechnung wurde wie in [4] ebenfalls die rheoelektrische Analogiemethode angewandt.

Die Entwicklung einer allgemeinen Tragflächentheorie für Strahlklappenflügel ist in einer Arbeit von *A. Das* [10] und [11] angegeben. Mit dieser Theorie läßt sich die Auftriebs- und Momentenverteilung am Tragflügel mit beliebiger Form und beliebiger Strahlimpulsverteilung errechnen. Diese Theorie wurde in Anlehnung an die Tragflächentheorie von *E. Truckenbrodt* [12] und *H. Multhopp* [13] entwickelt.

Umfangreiche experimentelle Untersuchungen an Tragflügeln mit Strahlklappen wurden von *J. Williams* [14] und [15], *I. M. Davidson* [16] und

N. A. Dimmock [17] in England, *Ph. Poisson-Quinton* [18] in Frankreich und *J. G. Lowry* und *R. D. Vogler* [19] in Amerika durchgeführt. Die Probleme der Strahlklappenflügel in Bodennähe wurden kürzlich von *R. Löhr* [20] im Institut für Aerodynamik der DFL Braunschweig ausführlich untersucht.

In der vorliegenden Arbeit wird die in [10] entwickelte Theorie, die noch auf große Strahlwinkel erweitert wurde, auf verschiedene Beispiele angewendet und mit Messungen verglichen. Über einige dieser Ergebnisse wurde von *H. Schlichting* in [21] bereits berichtet. Die ausführlichen Ergebnisse sind in [22] und [23] enthalten.

2. Bezeichnungen

a) Geometrische Größen

$b = 2s$	Flügelspannweite
d	Profildicke
F	Flügelfläche
F_s	Querschnitt des Ausblaseschlitzes
$l(y)$	örtliche Flügeltiefe
$l_\mu = \frac{2}{F} \int_0^s l^2(y) dy$	mittlere Flügeltiefe
x, y, z	rechtwinklige Koordinaten
$X, Y, Z = \left(\frac{x}{l}, \frac{y}{l}, \frac{z}{l} \right)$	dimensionslose Koordinaten
$X_{N25} = \frac{1}{Fl_\mu} \int_{-s}^{+s} l(y) x_{25} dy$	Rücklage der geometrischen Neutralachse von der Flügelspitze
α	geometrischer Anstellwinkel
δ_s	Breite des Ausblasespaltes
η_s	Winkel des Ausblasestrahles mit der Profilsehne
$A = b^2/F$	Seitenverhältnis des Flügels
$\xi, \eta = \left(\frac{x}{s}; \frac{y}{s} \right)$	dimensionslose Koordinate

b) Aerodynamische und gasdynamische Größen

c_a	örtlicher Auftriebsbeiwert
c_A	Auftriebsbeiwert des Gesamtflügels
c_m	örtlicher Kippmomentenbeiwert um die Profilvorderkante bzw. um die geometrische Neutralachse des Tragflügels
c_M	Kippmomentenbeiwert des Gesamtflügels um die geometrische Neutralachse

c_W	Widerstandsbeiwert des Gesamtflügels
$c_\mu(\eta) = \frac{\varrho_s v_s^2 \delta_s}{l q_\infty}$	örtlicher Impulsbeiwert des Ausblaseflügels
$C_\mu = \frac{J_s}{F \cdot q_\infty}$	Gesamtimpulsbeiwert des Ausblasestrahls
g	dimensionsloser Einflußwert zum induzierten Abwind, Gl. (12b)
g	Erdbeschleunigung = 9,81 m/sec ²
$J_s = \int_{-s}^{+s} \varrho_s v_s^2 \delta_s dy$	sekundlicher Impuls im Gesamtstrahl [kp/sec]
$j_s = \varrho_s v_s^2 \delta_s$	sekundlicher Impuls im Strahl je Längeneinheit [kp/m · sec]
$m_s = \int_{-s}^{+s} \varrho_s \cdot v_s \cdot \delta_s dy$	sekundlicher Massenfluß im Gesamtstrahl
p	statischer Druck
p_0	Gesamtdruck bzw. Kesseldruck
$q_\infty = \frac{1}{2} \varrho V^2$	Staudruck der Anströmung
V	Anströmgeschwindigkeit
v_s	Ausblasegeschwindigkeit des Strahles
α_i	induzierter Anstellwinkel
$\gamma(y) = \frac{\Gamma(y)}{b V}$	dimensionslose Zirkulation
$\Gamma(y)$	örtliche Zirkulation um einen Flügelschnitt bzw. Strahl- schnitt
\varkappa [m/s]	Wirbeldichte
$\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$	Verhältnis der spezifischen Wärmen
$\mu = \frac{c_m l}{2 b}$	örtlicher Momentenbeiwert
ϱ	Luftdichte
ϱ_0	Luftdichte bei Stau- oder Kesselzustand
$\psi = \frac{dz_s}{dx}$	örtlicher Neigungswinkel der Strahlschicht

e) Indices

e	effektiv
f	Flügel
m	Modell

s	Strahlschicht; Ausblaseschlitz
Γ	Zirkulationsanteil
R	Reaktionsanteil
η_s	Anteil aus Strahlwinkel
α	Anteil aus Anstellwinkel
v, h	Vorderkante bzw. Hinterkante des Flügels
∞	weit entfernt vom Flügel

3. Theoretische Berechnung der Auftriebsverteilung des Strahlklappenflügels

Die Berechnung der Auftriebsverteilung eines Strahlklappenflügels endlicher Spannweite läßt sich nach dem in [10] ausführlich angegebenen Verfahren durchführen. Die Berechnungsmethode sei im folgenden kurz dargestellt.

3.1. Grundlagen der Berechnungsmethode

Der Auftrieb eines Strahlklappenflügels setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: dem Zirkulationsanteil (Γ) und dem Reaktionsanteil (R). Die am zweidimensionalen Strahlklappenflügel wirkenden Kräfte sind in Abb. 1 erläutert. Demnach gilt für den örtlichen Auftriebsbeiwert:

$$c_a = c_{a\Gamma} + c_{aR} . \quad (1)$$

Nach der linearen Theorie gilt weiterhin für den Zirkulationsauftrieb in Abhängigkeit von dem Winkel η_s der Strahlklappe und vom Anstellwinkel α des Flügels:

$$c_{a\Gamma} = \frac{\partial c_{a\Gamma}}{\partial \eta_s} \cdot \eta_s + \frac{\partial c_{a\Gamma}}{\partial \alpha} \cdot \alpha . \quad (2)$$

Für den Reaktionsauftrieb gilt entsprechend:

$$c_{aR} = c_\mu \sin \eta_s + c_\mu \sin \alpha . \quad (3)$$

Für kleine Ausblaseswinkel und Anstellwinkel wird

$$c_{aR} \approx c_\mu \eta_s + c_\mu \cdot \alpha \approx c_\mu (\eta_s + \alpha) . \quad (4)$$

Damit läßt sich für einen gegebenen Tragflügel im allgemeinen schreiben:

$$c_a = \{f_1(c_\mu) + c_\mu\} \eta_s + \{f_2(c_\mu) + c_\mu\} \alpha . \quad (5)$$

Hierin bedeutet:

$$f_1(c_\mu) = \frac{\partial c_{a\Gamma}}{\partial \eta_s}(c_\mu) \text{ und } f_2(c_\mu) = \frac{\partial c_{a\Gamma}}{\partial \alpha}(c_\mu) . \quad (6)$$

In ähnlicher Weise lassen sich auch die Kippmomentenbeiwerte um die Momentenachse X_m folgendermaßen ausdrücken:

$$c_m = \{f_3(c_\mu, X_m) + (X_m - 1) c_\mu\} \eta_s + f_4(c_\mu, X_m) \cdot \alpha . \quad (7)$$

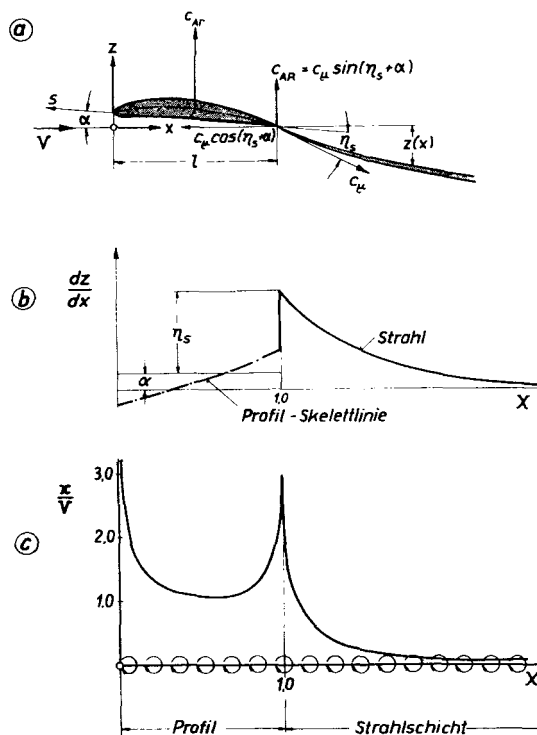


Abb. 1. Form der Skelettlinie, örtliche Anstellwinkelverteilung und Wirbelverteilung in Tiefenrichtung bei einem zweidimensionalen Flügel mit Strahlklappen

Hierbei bedeutet:

$$f_3(c_\mu, X_m) = \frac{\partial c_{mR}}{\partial \eta_s}(c_\mu, X_m) \text{ und } f_4(c_\mu, X_m) = \frac{\partial c_{mR}}{\partial \alpha}(c_\mu, X_m). \quad (8)$$

Während die Reaktionsanteile sich einfach aus dem Impulssatz berechnen lassen, stellt die Bestimmung der Zirkulationsanteile

$$f_1(c_\mu), f_2(c_\mu), f_3(c_\mu, X_m) \text{ und } f_4(c_\mu, X_m)$$

die Hauptaufgabe des Problems dar.

Mit dem angegebenen Wirbelmodell und der örtlichen Anstellwinkelverteilung längs der x -Richtung (Abb. 1) hat D. A. Spence [1] die Wirbelverteilung an der ebenen Platte mit Strahlklappen nach der zweidimensionalen Skeletttheorie des Profils ermittelt. Die Funktionen $f_n(c_\mu)$ bzw. $f_n(c_\mu, X_m)$ lassen sich aus den Gleichungen (17) und (22) in [10] durch Integration der η_s - und α -Anteile der Wirbelverteilung im einzelnen ermitteln. Die Koeffizienten A_0, A_1, B_0, B_1 der Wirbelverteilung sowie die Anstiege des Gesamtauftriebes

$$\frac{\partial c_a}{\partial \eta_s}(c_\mu), \frac{\partial c_a}{\partial \alpha}(c_\mu)$$

und des Gesamtkippmomentes um die Flügelvorderkante

$$\frac{\partial c_m}{\partial \eta_s}(c_\mu) \text{ und } \frac{\partial c_m}{\partial \alpha}(c_\mu)$$

der zweidimensionalen Platte mit Strahlklappen, die bei der Berechnung der Zirkulationsverteilung von Strahlklappenflügeln endlicher Spannweite verwendet werden, sind in der Tabelle 1 sowie in Abb. 3 in [10] zusammengestellt.

3.2. Berechnungsmethode für Strahlklappenflügel endlicher Spannweite

Um die Berechnung der Zirkulation am Flügel endlicher Spannweite durchzuführen, ist es zweckmäßig, die Druckverteilung längs der Flügeltiefe aus einigen geeigneten Normalverteilungen zusammenzusetzen. Zu diesem Zweck wird für die Wirbeldichteverteilung längs der Profiltiefe und der Strahlschicht der folgende Ansatz eingeführt (vgl. Abb. 2):

$$\text{Profil:} \quad \kappa_f(X) = \frac{1}{2} V \sum_{n=0}^2 a_n h_n(X) \quad (9a)$$

$$\text{Strahlschicht:} \quad z_s(X) = \frac{1}{2} V \sum_{n=1}^1 a_{ns} h_{ns}(X) \quad (9b),$$

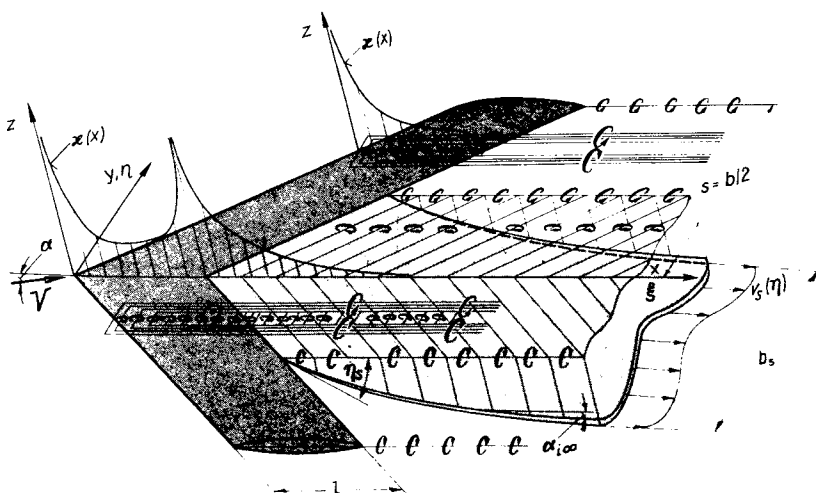


Abb. 2. Das Wirbelsystem eines Tragflügels endlicher Spannweite mit Ausblasen über ein Teil der Spannweite

wobei nach *Glauert* auf dem Profil

$$\left. \begin{aligned} h_0 &= \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{1-X}{X}} = \frac{2}{\pi} \cot \frac{\varphi}{2} \\ h_1 &= \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{1-X}{X}} (1-4X) = \frac{2}{\pi} \frac{\cos(3\varphi/2)}{\sin(\varphi/2)} \\ h_2 &= \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{X}{1-X}} = \frac{2}{\pi} \tan \frac{\varphi}{2} \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

und wobei $X = x/l = \frac{1}{2} (1 - \cos \varphi)$ bedeutet.

Für die Strahlschicht gilt nach *Spence*:

$$\left. \begin{aligned} h_{-1s} &= -\frac{2}{\pi} X^{-3/2} \ln(X-1) = -\frac{4}{\pi} \cos^3 \frac{\varphi'}{2} \cdot \ln \left(\tan \frac{\varphi'}{2} \right) \\ h_{0s} &= 2X^{-3/2} = 2 \cos^3 \frac{\varphi'}{2} \\ h_{1s} &= 4X^{-5/2} - 2X^{-3/2} = 2 \cos^3 \frac{\varphi'}{2} \cos \varphi' \\ \text{mit } X &= 1/\cos^2 \frac{\varphi'}{2} \end{aligned} \right\} \quad (10b)$$

Die Koeffizienten a_n in Gl. (9a) sollen so beschaffen sein, daß diese Näherungs-Wirbelverteilung die gleichen Beiwerte c_a und c_m des Strahlklappenprofiles sowie den gleichen Abwind α_i am $1/4$ -Punkt der Profiltiefe liefert, wie man sie aus der Spenceschen-Verteilung erhält. Die Koeffizienten a_{ns} der Wirbelverteilung am Strahl sind hingegen von *Spence* [1] übernommen.

An Hand des Wirbelmodells der Strahlklappenflügel endlicher Spannweite lassen sich zur Berechnung der Zirkulationsverteilung längs der Spannweite die folgenden Bedingungen aufstellen (Abb. 2):

I. Die kinematische Strömungsbedingung an der Tragfläche soll erfüllt werden, d. h.

$$\alpha(\xi, \eta) + \alpha_i(\xi, \eta) = 0. \quad (11a)$$

II. An der Flügelhinterkante soll die Strömung durch eine Richtungsänderung von der Größe η_s umgelenkt werden (Abb. 1), d. h.

$$\alpha(\xi_h, \eta) + \alpha_i(\xi + \varepsilon, \eta)_{\varepsilon \rightarrow 0} = -\eta_s. \quad (11b)$$

Diese Forderung wird dadurch erfüllt, daß die Wirbelverteilung $\kappa_f(x, c_\mu, \eta_s)$ und $\kappa_s(x, c_\mu, \eta_s)$ von [1], welche diese Bedingung genau erfüllt, beim Flügel endlicher Spannweite ungeändert bleibt.

III. Weit hinter dem Flügel soll die Strahlschicht die örtliche Strömungsrichtung annehmen (Abb. 2), d. h.

$$\frac{dz_s}{dx} (\xi = \infty, \eta) = \alpha_{i\infty}(\eta) \quad (11c)$$

IV. Schließlich soll in einem Längsschnitt des Strahles die Impulsänderung in vertikaler Richtung gleich der Druckkraft in vertikaler Richtung sein d. h.

$$\int_1^{\infty} \Delta p(x, y) dx = \varrho V \Gamma_s(\eta) = j_s(\eta) [\eta_s(\eta) + \alpha(\eta) - \alpha_{i\infty}(\eta)], \quad (11d)$$

wobei $\Gamma_s(\eta)$ die Zirkulation um einen Längsschnitt des Strahles und $j_s(\eta) = \varrho_s v_s^2 \delta_s$ den örtlichen Impuls in dem Strahlschnitt bedeuten.

Um den induzierten Abwindwinkel $\alpha_i(\xi, \eta)$ in den Bedingungen I, III und IV zu ermitteln, wendet man die folgende Abwind-Gleichung nach [13] an:

$$-\alpha_i(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\frac{2}{\varepsilon} g(\xi, \eta, \eta) - \int_{-1}^{+1} \frac{g(\xi, \eta, \eta')}{(\eta - \eta')^2} d\eta' \right] \quad (12a)$$

wobei

$$g(\xi, \eta, \eta') = \frac{l(Y')}{b} \int_0^{\infty} \frac{\kappa}{V} (X' Y') \left[1 + \frac{X - X'}{\sqrt{(X - X')^2 + \bar{Y}^2}} \right] dX' \quad (12b)$$

$$\text{mit } X = \frac{x - x_v(y')}{l(y')} \text{ und } \bar{Y} = \frac{y - y'}{l(y')}.$$

Um die Bedingung IV für alle Strahlschnitte zu erfüllen, soll jetzt ein Ansatz für die Strahlform eingeführt werden. Es läßt sich die Strahlform gut annähern, wenn man annimmt, daß der Strahl die zweidimensionale Form bei einem Strahlwinkel η_s und Anstellwinkel $(\alpha - \alpha_{i\infty})$ hat. Die Randbedingungen

$$\frac{dz}{dx} = (\eta_s + \alpha) \text{ für } x = x_h \text{ und } \frac{dz_s}{dx} = \alpha_{i\infty} \text{ für } x = \infty$$

sollen dabei erhalten bleiben.

Somit kann die Wirbelverteilung $\kappa(x')$ auf einem Längsschnitt des Flügels folgendermaßen geschrieben werden:

$$\kappa = [\kappa(c_\mu, \eta_s)]_{A=\infty} + [\kappa(c_\mu, \alpha - \alpha_{i\infty})] + \Delta\kappa_f, \quad (13)$$

wobei $\Delta\kappa_f$ die Restverteilung der Wirbeldichte auf dem Flügel ist. Während die ersten zwei Glieder zusammen alle sechs Grundformen nach Gl. (10a) und (10b) enthalten, wird $\Delta\kappa_f$ nur aus den beiden Grundverteilungen h_0 und h_1 aufgebaut.

Auf Grund des Ansatzes in Gl. (9a) und Gl. (9b) lassen sich die verschiedenen κ -Komponenten in entsprechender Form ausdrücken. Somit läßt sich $g(\xi, \eta, \eta')$ in Gl. (12b) folgendermaßen schreiben:

$$g(\xi, \eta, \eta') = \frac{l(Y')}{2b} \sum_{n=0}^2 a_n \int_0^1 h_n \left(1 + \frac{X - X'}{\sqrt{(X - X')^2 + Y^2}} \right) dX' \\ + \frac{l(Y')}{2b} \sum_{n=-1}^1 a_{ns} \int_1^\infty h_{ns} \left(1 + \frac{X - X'}{\sqrt{(X - X')^2 + Y^2}} \right) dX' \quad (14a)$$

oder

$$g(\xi, \eta, \eta') = \frac{l(Y')}{2b} \left[\sum_{n=0}^2 a_n H_n(X, Y, Y') + \sum_{n=-1}^1 a_{ns} H_{ns}(X, Y, Y') \right] \quad (14b),$$

wobei H_n und H_{ns} die Einflußfunktionen zum induzierten Abwind bzw. die Integral-Ausdrücke in Gl. (14a) bedeuten. Diese können ein für allemal graphisch oder numerisch ermittelt werden. H_0 und H_1 sind schon aus [12] und [13] bekannt.

Die Quadratur der Gl. (12a) nach der Methode von [12] und [13] liefert dann:

$$\alpha_r = b_{rr} (g_{rr} + r_r \lambda_r) - \sum_{n=1}^M b_{rn} g_{rn}, \quad (15)$$

wobei b_{rr} , b_{rn} Muthoppsche Koeffizienten sind und $g_{rr} = g(\xi, \eta, \eta)$ und $g_{rn} = g(\xi, \eta, \eta')$ ist. Ferner bedeutet $r_r \lambda_r$ ein Korrekturglied, wobei

$$r_r = c_r (s/l_r)^2 \quad (16)$$

und

$$\lambda_r = C_2 [h_0'(\xi) \gamma_0(\eta') + 4 h_1'(\xi) \mu(\eta') + h_2'(\xi) \gamma_2(\eta')] \quad (17)$$

sind.

Um diesen Ausdruck von λ mit dem in [12] für den Fall ohne Ausblasen in Einklang zu bringen, wird die freie Konstante $C_2 = \frac{1}{h_0'(\xi)}$ gesetzt (vgl. hierzu Gl. (59) in [10]).

Die Koeffizienten c_r sowie $h_n'(\xi) = \frac{\partial h_n(\xi)}{\partial X'}$ sind in den Tabellen 2 und 3 von [10] angegeben.

Die Gleichung (15) soll jetzt in dieser Form für die Bedingungen I und III angewendet werden, wobei I im $l/4$ -Punkt und im $3/4$ l -Punkt der örtlichen Profiltiefe erfüllt werden soll. Damit hat man für jeden Flügelschnitt drei Gleichungen — die Unbekannten sind die Koeffizienten a_n und a_{ns} bzw. γ_n und γ_{ns} .

Wegen der festen Beziehungen zwischen den Koeffizienten der verschiedenen Grundverteilungen der Wirbeldichte

$$[\kappa(c_\mu, \eta_s)]_{A=\infty} \text{ bzw. } [\kappa(c_\mu, \alpha)]_{A=\infty}$$

lassen sich die Unbekannten in diesen drei Gleichungen auf drei Unbekannte a_0 ($\alpha = \alpha_{\infty}$), a_1 , Δa_0 bzw. auf γ_0 ($\alpha = \alpha_{\infty}$), μ und $\Delta\gamma_0$ zurückführen. Es gilt:

$$\gamma_0 = \frac{a_0 l_v}{2b}; \quad \mu = \frac{a_1 l_v}{8b}; \quad \Delta\gamma_0 = \frac{\Delta a_0 l_v}{2b}. \quad (18)$$

Somit ergibt sich für symmetrische Anströmung und für M Flügelschnitte auf der Spannweite ein lineares Gleichungssystem mit $3(M+1)/2$ Gleichungen mit gleicher Zahl von Unbekannten.

Es ist zweckmäßig, die Berechnungen in zwei Anteilen durchzuführen, und zwar einmal für η_s bei $\alpha = 0$ und zum anderen für α bei $\eta_s = 0$. Beliebige Kombination von η_s und α läßt sich dann durch Überlagerung erzielen. Für Ausblasen über einem Teil des Tragflügels soll die Diskontinuität in dem Impulsbeiwert $c_\mu(\eta)$ an der Sprungstelle nach der Methode von [13] abgerundet werden.

3.3. Erweiterung der linearen Theorie auf Flügel mit großen Strahlwinkeln

In einer Arbeit von *L. Malavard* u. a. [4] ergab sich aus experimentellen Ergebnissen, daß die von der Strahlneigung η_s herrührende Superzirkulation um Strahlklappenflügel bis zu großem Ausblasewinkel in folgender Form dargestellt werden kann.

$$c_{aR} = f(c_\mu) \cdot \sin \eta_s. \quad (19)$$

Somit wird die Gesamterhöhung des Auftriebs durch den Strahlwinkel η_s :

$$c_a(\eta_s, \alpha = 0) = \{f(c_\mu) + c_\mu\} \sin \eta_s. \quad (20)$$

Diese Beziehung ist theoretisch dadurch zu begründen, daß die Gesamtdruckkraft an einem Längsschnitt des Strahles gleich der Impulsänderung in vertikaler Richtung ist. Es ergibt sich damit die folgende Beziehung zwischen der Gesamtzirkulation im Strahl und dem Ausblasewinkel η_s :

$$\Gamma_s = \int_{-l}^{\infty} \kappa \, dx = \frac{1}{2} V l c_\mu \sin \eta_s. \quad (21)$$

Daraus ist leicht einzusehen, daß die durch den Strahl induzierte Superzirkulation am Flügel proportional zu $\sin \eta_s$ sein muß. Für den Reaktionsauftrieb ergibt sich nach dem Impulssatz ebenfalls für alle Ausblasewinkel der Betrag:

$$c_{aR} = c_\mu \sin \eta_s. \quad (22)$$

Somit kann die Formel nach Gl. (20) als eine Verallgemeinerung der linearen Theorie nach Gl. (3) betrachtet werden, wonach für kleine η_s gilt:

$$c_a(\eta_s, \alpha = 0) = \{f(c_\mu) + c_\mu\} \sin \eta_s. \quad (23)$$

Man sieht, daß für kleine Ausblasewinkel η_s die beiden Formeln, Gl. (20) und Gl. (23), ineinander übergehen.

Wie bei der Glauertschen Theorie für die mechanische Klappe kann die Übertragung der Ergebnisse der linearen Skelett-Theorie auf den Fall mit großen Ausblasewinkeln als ein empirisches Verfahren bezeichnet werden.

Um die Superzirkulation um den Flügel bei $\alpha = 0$ und $\eta_s = 0$ aus der Beziehung nach Gl. (20) zu berechnen, soll in der vorher erwähnten linearen Theorie nur η_s durch η_s' ersetzt werden, wobei

$$\eta_s' = \sin \eta_s \quad (24)$$

ist. Wenn man die schon in Abschnitt 3.1. für $\eta_s = 1$ berechneten Auftriebsverteilungen als die für $\eta_s' = \sin \eta_s = 1$ ansieht, ergibt sich durch einfache Umrechnung die Auftriebsverteilung am Flügel mit großen Ausblasewinkeln η_s . Die Beispielrechnungen am Tragflügel mit Strahlwinkel $\eta_s = 60^\circ$ (Abschnitt 5.1) wurden in dieser Weise durchgeführt.

Die verschiedenen Größen und Koeffizienten, die man zur Berechnung der Auftriebsverteilung an Strahlklappenflügeln benötigt, sind im Abschnitt 5 von [10] übersichtlich zusammengestellt worden. Ferner ist in Abschnitt 6 von [24] die Durchführung einer Beispielrechnung schrittweise erläutert worden.

Die Berechnungen an Tragflügeln verschiedener Grundrißformen mit verschiedenen Spannweiten und Strahlklappen, die in dieser Arbeit behandelt worden sind, wurden nach dem angegebenen Verfahren durchgeführt.

4. Experimentelle Untersuchungen

4.1. Versuchsanordnung und -durchführung

Zur Nachprüfung der theoretischen Berechnungen wurden experimentelle Untersuchungen an Strahlklappenflügeln vorgenommen, und zwar an Halbmodellen eines Rechteckflügels und eines Pfeilflügels mit dem Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$. Die Flügeltiefe beträgt $l = 200$ mm, die Halbspannweite maximal $b/2 = 500$ mm beim Rechteckflügel und $b/2 = 400$ mm beim Pfeilflügel. Die beiden Flügel sind in Abb. 3 dargestellt. Die beiden Flügel haben das Profil NACA 0010 mit einem Dickenverhältnis von $d/l = 0,10$. Die Halbspannweite der Flügel konnte durch Verschiebung des Modells in Querrichtung durch die Endscheibe variiert werden. Die effektiven Seitenverhältnisse der Flügel wurden aus den geometrischen Seitenverhältnissen und Abmessungen der Endscheibe nach *J. Rotta* [25] ermittelt. Das effektive Seitenverhältnis des Rechteckflügels lag zwischen $\Lambda = 2,75$ und $4,5$ und beim Pfeilflügel zwischen $\Lambda = 1,9$ und $3,5$. Der Strahl tritt in der Nähe der Flügelhinterkante durch einen schmalen Schlitz von $\delta_s = 1,56$ mm aus. Dieser Schlitz erstreckt sich über die ganze Halbspannweite des Flügels.

Der hintere Teil dieser Flügelmodelle war auswechselbar, so daß Ausblaseschlitze mit verschiedener Schlitzneigung (Strahlwinkel) angebracht werden konnten. Es wurden Strahlklappen mit einer Strahlneigung von $\eta_s = 0^\circ, 30^\circ$

und 60° untersucht. Die relative Schlitzweite betrug $\delta_s/l = 0,0078$. Damit der Strahl an jedem Schnitt parallel zur x - z -Ebene des Flügelmittelschnittes verläuft, wurde der Schlitz mit parallelen Leitblechen versehen. Durch Messung

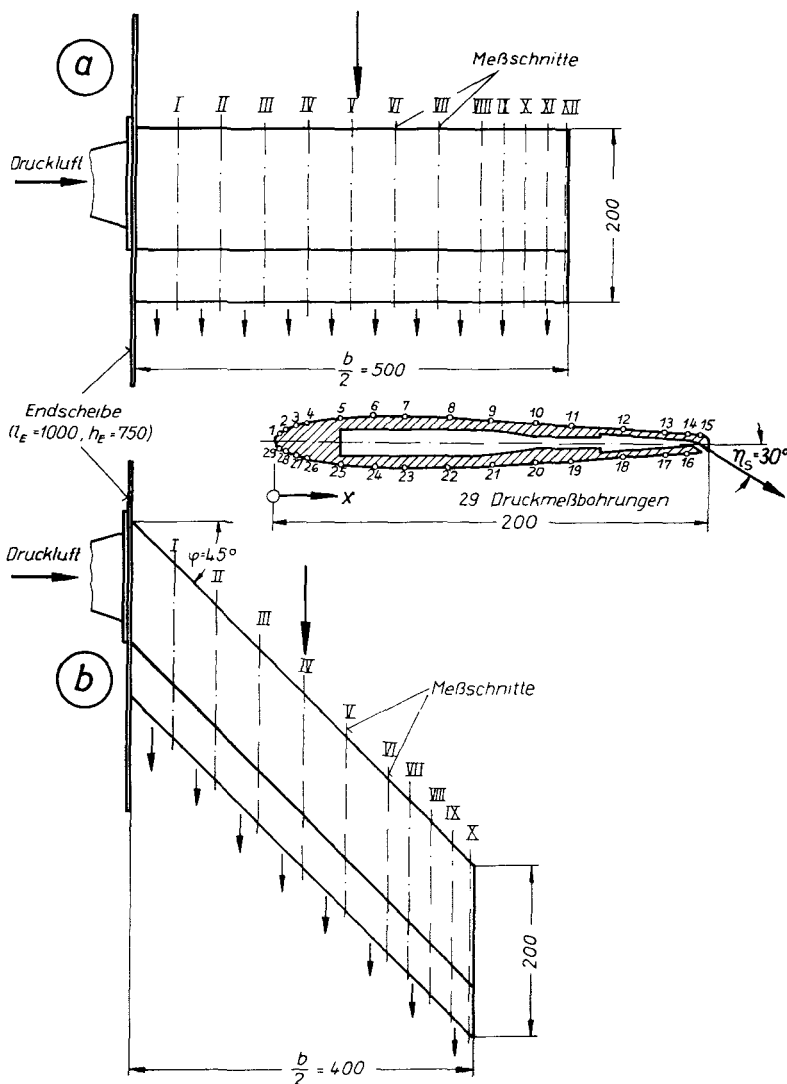


Abb. 3. Übersicht über die Halbmodelle der untersuchten Strahlklappenflügel mit Profil NACA 0010

- a) Rechteckflügel mit maximalem geometrischen Seitenverhältnis von $A_m = 5$
- b) Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, maximalem geometrischen Seitenverhältnis von $A_m = 4$ und Zuspitzung $\lambda = 1,0$

der Lage des maximalen Gesamtdruckes sowie der Richtung des Ausblasestrahles wurde der Strahlwinkel η_s und die Ausblaserichtung nachgeprüft. Die Abweichungen der Ausblasewinkel von den vorgesehenen Werten von η_s sowie der Richtung der örtlichen Strahlen von der x - z -Ebene waren sehr gering. Beim Ausblasen über einen Teil der Spannweite wurde der übrige Teil des Schlitzes von innen abgedichtet. Die Druckluft wurde dem Modell nur von einem Ende des Flügels her zugeführt, und zwar von der Endscheibenseite, wie es in Abb. 3 dargestellt ist.

Um die Auftriebsverteilung über der Tragfläche zu ermitteln, wurden die Modelle mit Druckbohrungen an mehreren Flügelschnitten versehen, und zwar mit 12 Meßschnitten auf der Halbspannweite des Rechteckflügels und mit 10 Meßschnitten auf der Halbspannweite des Pfeilflügels.

Die Messungen wurden im Windkanal des Instituts für Strömungsmechanik der TH Braunschweig durchgeführt. Der Strahldurchmesser des Windkanals beträgt 1,3 m und die Windgeschwindigkeit lag zwischen $V = 25$ und 40 m/sec; dementsprechend lag die mit der Flügeltiefe gebildete Reynoldszahl zwischen $Re = 3 \cdot 10^5$ und $5,2 \cdot 10^5$. Die verwendeten Strahlimpulskoeffizienten lagen zwischen $C_\mu = 0$ und $2,0$. Für jeden festen C_μ -Wert wurden die Druckverteilungen am Flügel im Anstellwinkelbereich von $\alpha = -5^\circ$ bis $\alpha = 25^\circ$ gemessen.

Die Anstellwinkelkorrekturen wegen des begrenzten Strahldurchmessers des Windkanals wurden durch die übliche Methode erfaßt, da bei den verwendeten Strahlimpulskoeffizienten eine Strahlklappe wie eine äquivalente mechanische Klappe betrachtet werden kann.

Die aerodynamischen Beiwerte der Flügel wurden aus den Druckverteilungsmessungen an verschiedenen Flügelschnitten ermittelt; somit konnten die Auftriebs- und die Momentenverteilung längs der Spannweite sowie durch ihre Integration die Gesamtwerte des Auftriebes und Momentes der Strahlklappenflügel experimentell ermittelt werden. Auf die experimentelle Bestimmung der Widerstandsbeiwerte wurde verzichtet, da diese aus Druckverteilungsmessungen nur recht ungenau ermittelt werden können.

Im folgenden Kapitel sind die Ergebnisse der Messungen mit den theoretischen Ergebnissen verglichen worden.

5. Beispielrechnungen und Vergleich mit den Messungen

Die Beispielrechnungen an Tragflügeln mit Strahlklappen erfassen die Berechnung der Auftriebs- und Momentenverteilung über der Spannweite und damit auch die Kräfte und Momente am Flügel. Die Berechnungen wurden an Tragflügeln verschiedener Grundrißformen durchgeführt, und zwar an Rechteck-, Pfeil- und Deltaflügeln, wobei die Seitenverhältnisse auf die bei den Messungen verwendeten effektiven Seitenverhältnisse der Modelle abgestimmt wurden. Der Gesamt-Strahlimpulskoeffizient wurde zwischen $C_\mu = 0$ und $2,0$ variiert, wobei mit Ausnahme von wenigen Fällen die örtliche Verteilung des Strahlimpulskoeffizienten $c_\mu(\eta)$ über der Spannweite konstant gesetzt wurde. Während beim Pfeilflügel auch der Fall mit teilweisem Ausblasen über der

Spannweite behandelt worden ist, wurde beim Deltaflügel die Verteilung der Ausblaskoeffizienten über der Spannweite variiert.

Die Seitenverhältnisse der Rechteckflügel betrugen $\Lambda = 2,75$; $3,5$ und $4,5$, die vom Pfeilflügel $\Lambda = 1,9$; $2,75$ und $3,5$ und vom Deltaflügel $\Lambda = 1,88$.

Die berechnete Auftriebs- und Momentenverteilung an den Strahlklappenflügeln wurde nach der linearen und der erweiterten linearen Theorie einmal für $\eta_s = 1$, $\alpha = 0$ bzw. $\sin \eta_s = 1$ und $\alpha = 0$, und zum anderen für $\eta_s = 0$ und $\alpha = 1$ getrennt berechnet. Durch Überlagerung der beiden Fälle läßt sich eine beliebige Kombination von η_s und α , wie bei der durchgeführten Messung, zum Vergleich errechnen. Die theoretischen Ergebnisse wurden somit für $\eta_s = 30^\circ$ und $\eta_s = 60^\circ$ umgerechnet.

Zur besseren Übersicht sind die Ergebnisse der Untersuchungen in den folgenden drei Abschnitten nach den Flügelgrundrißformen zusammengefaßt worden.

5.1. Rechteckflügel mit Strahlklappen

Rechteckflügel mit Strahlklappen kleiner Ausblasewinkel ($\eta_s \leq 30^\circ$)

Die berechneten Verteilungen des Zirkulationsauftriebes über der Spannweite eines Rechteck-Strahlklappenflügels mit dem Seitenverhältnis $\Lambda = 4,5$, Ausblasewinkel $\eta_s = 30^\circ$ und Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ sind in Abb. 4 für verschiedene Impulskoeffizienten C_μ mit den gemessenen Auftriebsverteilungen verglichen. Die theoretischen Kurven stehen in sehr gutem Einklang mit den Meßwerten. Aus Abb. 5 läßt sich feststellen, daß die durch die Superzirkulation ent-

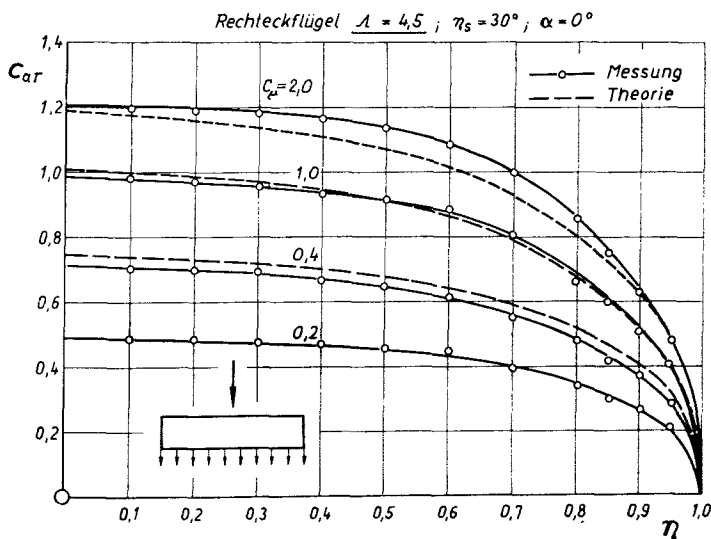


Abb. 4. Vergleich der theoretischen und gemessenen Auftriebsverteilungen $c_{aT}(c_{\mu}, \eta)$ über der Spannweite eines Rechteckflügels, die infolge der Superzirkulation erzeugt werden. Flügel: Rechteck, Seitenverhältnis $\Lambda = 4,5$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

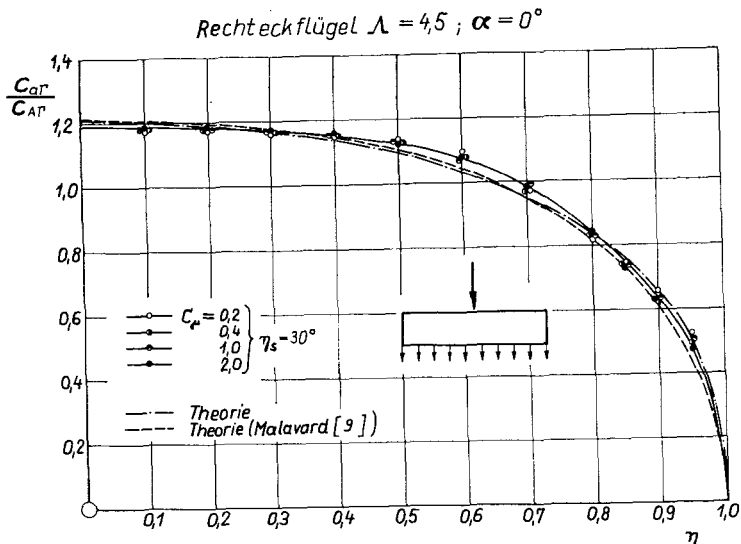


Abb. 5. Vergleich der Form der Auftriebsverteilung $c_{aR}(\eta)/c_{AR}$ über der Spannweite eines Rechteckflügels, die bei verschiedenen Strahlimpulskoeffizienten C_μ infolge der Superzirkulation erzeugt wird. Flügel: Rechteck, Seitenverhältnis $\Lambda = 4,5$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

standene Auftriebsverteilung über der Spannweite für alle Strahlimpulse koeffizienten C_μ die gleiche Form haben. In diesen Bildern sind sowohl die theoretischen Ergebnisse nach der Berechnungsmethode [10] mit $m = 7$ und nach *Malavard* [9] aufgetragen. Die beiden theoretischen Kurven sowie sämtliche Meßkurven verlaufen sehr dicht zusammen.

Die Darstellung der Auftriebsverteilung in der Form c_{aR}/c_{AR} liefert bekanntlich bei Tragflügeln von gleichem Grundriß und verschiedenen Seitenverhältnissen einen einzigen Kurvenverlauf. Somit gilt auch die Auftriebsverteilung c_{aR}/c_{AR} in Abb. 5 für alle Rechteckflügel mit verschiedenen Seitenverhältnissen bei einem Ausblasewinkel von $\eta_s = 30^\circ$ und dem Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$.

Die Verteilung der Zirkulations-Momentenbeiwerte über der Spannweite des Rechteckflügels $\Lambda = 4,5$ ist in Abb. 6, sowohl nach der Theorie als auch nach der Messung aufgetragen. Die Abweichungen zwischen dem theoretischen und dem gemessenen Kurvenverlauf sind darauf zurückzuführen, daß die durch Superzirkulation entstandenen örtlichen Druckpunkte sehr dicht an der Momentenbezugsachse liegen und damit sind diese Momentenbeiwerte sehr empfindlich gegen eine geringfügige Unstimmigkeit in den theoretischen und gemessenen Druckverteilungen längs der Flügeltiefe.

Die Beiwerte des Gesamt-Zirkulationsauftriebes am Rechteck-Strahlklappenflügel bei $\alpha = 1$ bzw. $\eta_s = 1$ sind für verschiedene Seitenverhältnisse und verschiedene Ausblasekoeffizienten in Abb. 7 angegeben, um den Einfluß der Flügelstreckung bei Strahlklappenflügeln deutlich herauszustellen. Es zeigt

sich, daß die beschriebene theoretische Berechnung mit den Ergebnissen von Malavard [9] sehr gut übereinstimmt und auch durch die Messungen zufriedenstellend wiedergegeben ist.

Rechteckflügel: $\eta_s = 30^\circ$ $\alpha = 0^\circ$ $\Lambda = 4,5$

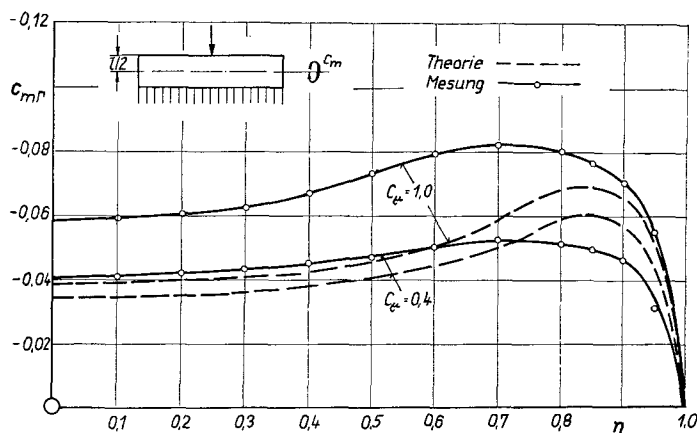


Abb. 6. Durch Supercirkulation erfolgte Kippmomentenverteilung über der Spannweite $c_m(\eta)$ bei verschiedenen Strahlimpulskoeffizienten C_μ . Flügel: Rechteck, $\Lambda = 4,5$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

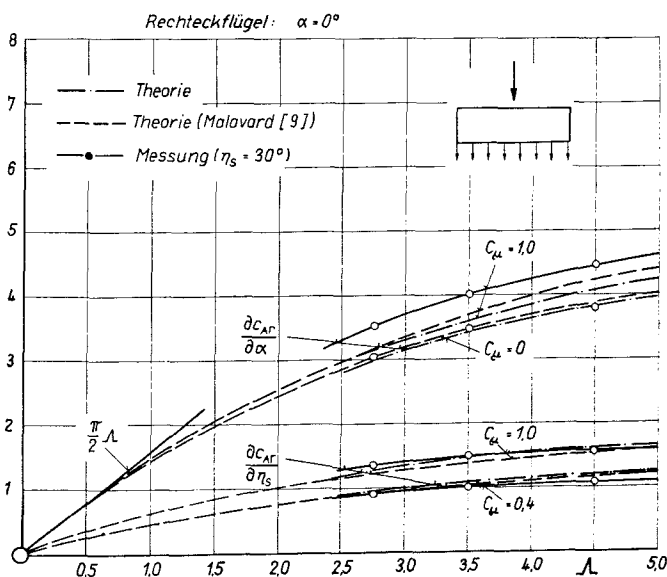


Abb. 7. Anstieg des Zirkulationsauftriebes $\partial c_{Ar} / \partial \eta_s$ und $\partial c_{Ar} / \partial \alpha$ beim Rechteckflügel mit Strahlklappen in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis Λ und Strahlimpulskoeffizient C_μ . Flügel: Rechteck, $\eta_s = 30^\circ$

5.2. Pfeilflügel mit Strahlklappen

5.2.1. Pfeilflügel mit Strahlklappen mit kleinem Ausblasewinkel ($\eta_s \leq 30^\circ$)

Die theoretische und gemessene Auftriebsverteilung über der Spannweite des Pfeilflügels mit Strahlklappen, die infolge der Superzirkulation erzeugt wird, ist für das Seitenverhältnis $\Lambda = 3,5$, für den Ausblasewinkel $\eta_s = 30^\circ$ und den Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ in Abb. 8 dargestellt, und zwar für verschiedene Impulskoeffizienten C_μ . Die theoretischen Kurven geben die gemessenen Ergebnisse sehr gut wieder.

Eine zusammenfassende Darstellung der durch die Superzirkulation entstandenen Auftriebsverteilung über der Spannweite des Pfeilflügels in der Form c_{ar}/c_{AR} für verschiedene Strahlimpulskoeffizienten ist in Abb. 9 gegeben. Wie bei den Rechteckflügeln ergeben sowohl die theoretischen Kurven als auch die Messungen den gleichen Verlauf über der Spannweite. Diese Kurve gilt ebenfalls für alle Seitenverhältnisse des Pfeilflügels mit der gleichen Grundrißform.

Die aus der Verteilung des Zirkulationsauftriebes gewonnenen Gesamtauftriebsanstiege $\partial c_{AR}/\partial \alpha$ und $\partial c_{AR}/\partial \eta_s$ sind in Abb. 10 für verschiedene Strahlimpulskoeffizienten über dem Seitenverhältnis des Pfeilflügels aufgetragen. Die Kurven nach Theorie und Messung weisen eine zufriedenstellende Übereinstimmung auf.

Anschließend ist in Abb. 11 der Anstieg des durch die Superzirkulation erfolgten Gesamtkippmomentes mit dem Ausblasewinkel für verschiedene Seiten-

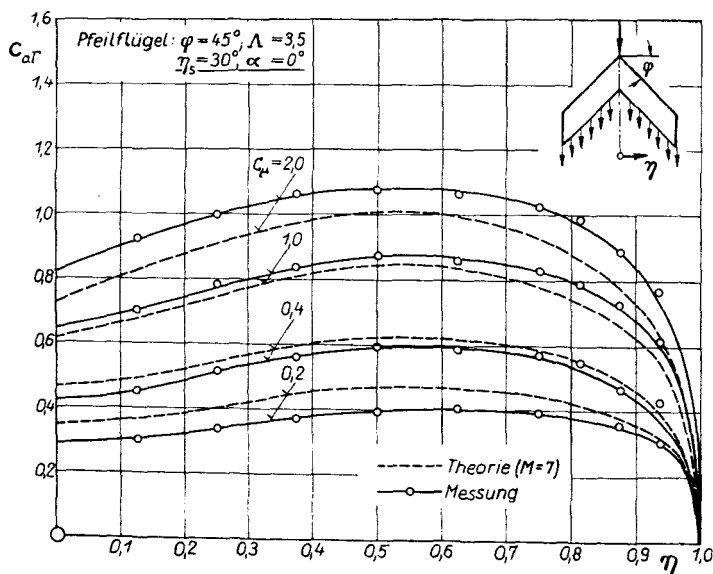


Abb. 8. Vergleich der theoretischen und gemessenen Auftriebsverteilungen über der Spannweite eines Pfeilflügels $c_{ar}(\eta)$, die infolge der Superzirkulation erzeugt werden. Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

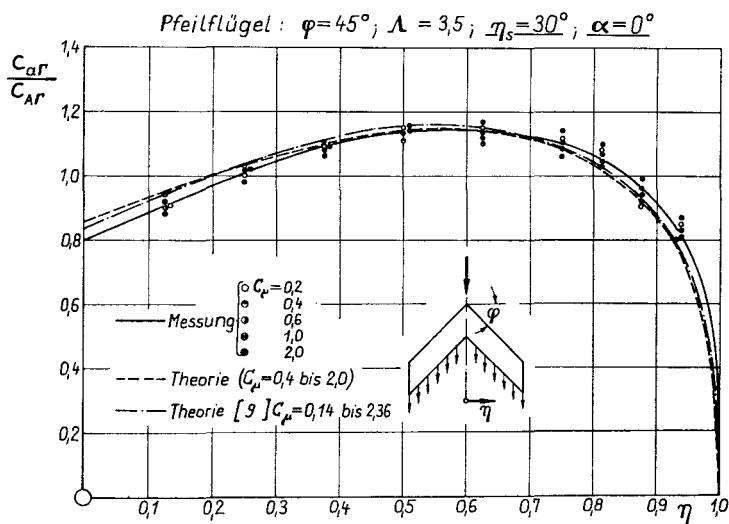


Abb. 9. Vergleich der Form der Auftriebsverteilung $c_{aR}/c_{AR}(\eta)$ über der Spannweite eines Pfeilflügels, die bei verschiedenen Strahlimpulskoeffizienten C_μ infolge der Superzirkulation erzeugt wird. Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

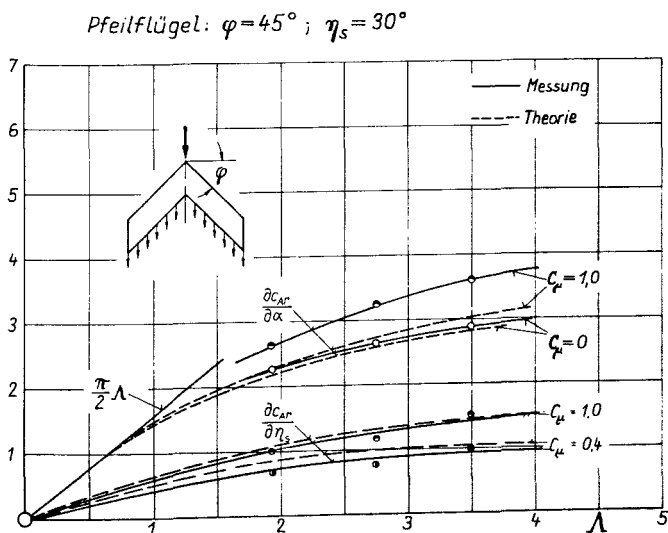


Abb. 10. Anstieg des Zirkulationsauftriebes $\partial c_{aR}/\partial \eta_s$ und $\partial c_{aR}/\partial \alpha$ beim Pfeilflügel mit Strahlklappen in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis Λ und Strahlimpulskoeffizienten C_μ . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\eta_s = 30^\circ$

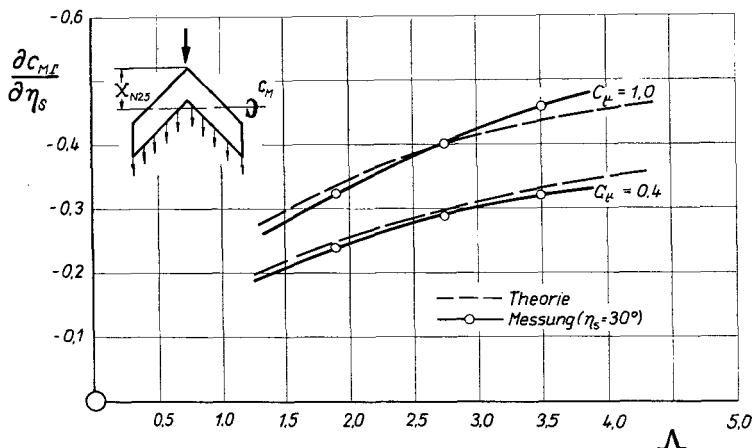
Pfeilflügel: $\varphi = 45^\circ$; $\alpha = 0^\circ$ 

Abb. 11. Anstieg des durch die Superzirkulation erfolgten Kippmomentes mit dem Ausblasewinkel $\partial c_{mI} / \partial \eta_s$ bei Pfeilflügeln mit Strahlklappen in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis Λ und Strahlimpuls-koeffizienten C_μ . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

verhältnisse bei Ausblasekoeffizienten $C_\mu = 0,4$ und $1,0$ angegeben. Hierbei besteht auch gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung.

5.2.2. Pfeilflügel mit Strahlklappen mit großem Ausblasewinkel ($\eta_s \geq 30^\circ$)

Die im Abschnitt 3.3 erläuterte nichtlineare Theorie, die als eine erweiterte lineare Theorie aufgefaßt werden kann, mit der Strahlklappenflügel mit großen Ausblasewinkeln erfaßt werden können, wurde im folgenden durch Messungen nachgeprüft.

In Abb. 12 sind die berechneten Werte $c_{aI} / \sin \eta_s$ nach der erweiterten linearen Theorie mit den gemessenen Werten des Pfeilflügels für Ausblasewinkel $\eta_s = 30^\circ$ und $\eta_s = 60^\circ$ verglichen. Es zeigt sich, daß die Meßkurven für $\eta_s = 60^\circ$ etwas kleinere Werte liefern als die theoretischen Kurven. Das liegt einmal daran, daß bei großen Ausblasewinkeln die Bedingungen der linearen Theorie nicht mehr überall auf der Strahlfläche erfüllt werden, und zum anderen mußte der Ausblaseschlitz des Flügelmodells wegen der dünnen Hinterkante mit einer geringen Verlagerung nach der Druckseite angebracht werden.

In Abb. 13 ist die Verteilung des Kippmomentes $c_{mI} / \sin \eta_s$ über der Spannweite für $C_\mu = 0,4$ und $C_\mu = 1,0$ dargestellt. In diesem Fall hingegen ist eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse zwischen Theorie und Messung zu verzeichnen. Aus diesen Ergebnissen ist ersichtlich, daß die erweiterte lineare Theorie beim Strahlklappenflügel mit großem Ausblasewinkel annähernd die gemessenen Zirkulationsanteile wiedergibt.

In der Theorie wurde der Ansatz gemacht, daß der Anstellwinkelanteil des Zirkulationsauftriebes unabhängig von dem Strahlwinkelanteil ist. Diese Tatsache wird durch die Meßergebnisse in Abb. 14 bestätigt, wobei der Auftriebsanstieg $\partial c_{AR}/\partial \alpha$ für verschiedene Strahlimpulskoeffizienten C_μ und die Ausblasewinkel $\eta_s = 0^\circ, 30^\circ$ und 60° aufgetragen ist. Sämtliche Kurven verlaufen nahe zusammen und zeigen somit keine Abhängigkeit vom Ausblasewinkel.

Pfeilflügel: $\varphi = 45^\circ$; $\Lambda = 3,5$; $\alpha = 0^\circ$

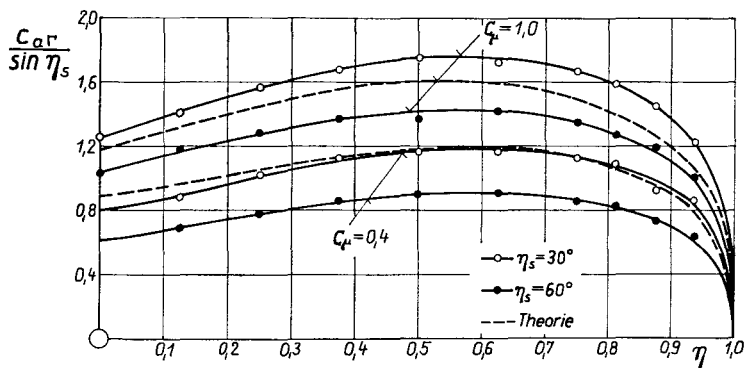


Abb. 12. Vergleich der theoretischen und gemessenen Verteilungen des Zirkulationsauftriebes über der Spannweite eines Pfeilflügels $c_{AR}/\sin \eta_s$ bei verschiedenen Ausblasewinkeln η_s . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\alpha = 0^\circ$, $\eta_s = 30^\circ$ und 60°

Pfeilflügel: $\varphi = 45^\circ$; $\Lambda = 3,5$; $\alpha = 0^\circ$

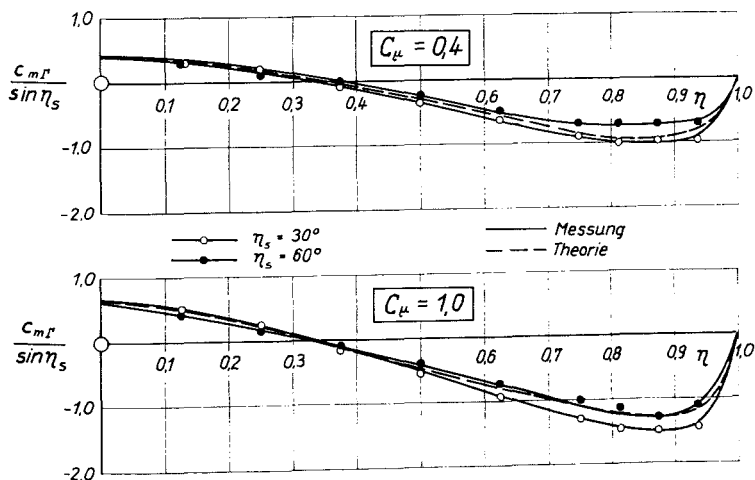


Abb. 13. Vergleich der theoretischen und gemessenen Verteilungen des Zirkulationskippmomentes über der Spannweite eines Pfeilflügels $c_{mR}/\sin \eta_s$ bei verschiedenen Ausblasewinkeln η_s . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel: $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\alpha = 0^\circ$, $\eta_s = 30^\circ$ und 60°

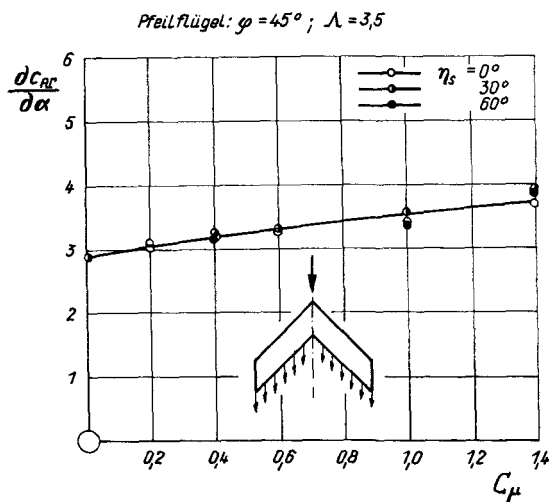


Abb. 14. Anstieg des Zirkulationsauftriebes eines Strahlklappenflügels mit dem Anstellwinkel bei verschiedenen Ausblasewinkeln. Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$

Im folgenden wird nun der Einfluß der Strahlklappe auf den Gesamtauftrieb und das Gesamtkippmoment des Flügels für verschiedene Ausblasewinkel dargestellt.

Der Gesamtauftrieb und das Gesamtkippmoment des Pfeilflügels mit Seitenverhältnis $\Lambda = 3,5$ sind für verschiedene Strahlimpulskoeffizienten C_μ sowie für verschiedene Ausblasewinkel η_s in den Abb. 15 bis 18 aufgetragen. Die Gesamtkräfte und -momente bestehen bei diesen Auftragungen aus Zirkulations- und Reaktionsanteilen. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung ist sowohl beim Auftrieb als auch beim Moment als sehr gut zu bezeichnen.

Zur Nachprüfung des Sinusgesetzes des Ausblasewinkels ist nun in Abb. 19 sowohl für den Auftrieb c_A als auch für das Kippmoment c_M eine Auftragung über $\sin \eta_s$ für verschiedene Strahlimpulskoeffizienten C_μ vorgenommen. Es zeigt sich, daß der Gesamtauftrieb und das Gesamtkippmoment eines Strahlklappenflügels das Sinusgesetz für den Ausblasewinkel besser erfüllen als der Zirkulationsanteil. Dies liegt daran, daß der im Gesamtbeiwert enthaltene Reaktionsanteil direkt von $\sin \eta_s$ abhängig ist. Die Formulierung des Sinusgesetzes für den Auftrieb und für das Moment eines Strahlklappenflügels wurde bereits von L. Malavard [4] gegeben.

5.2.3. Pfeilflügel mit Ausblasen über ein Teil der Spannweite

Die entwickelte Tragflächentheorie für Tragflügel mit Strahlklappen ermöglicht die Berechnung der Auftriebsverteilung des Flügels bei beliebiger Verteilung des Strahlimpulses über der Spannweite. Somit ist auch der Fall des

Pfeilflügel: $\varphi = 45^\circ$; $\Lambda = 3,5$; $\eta_s = 30^\circ$

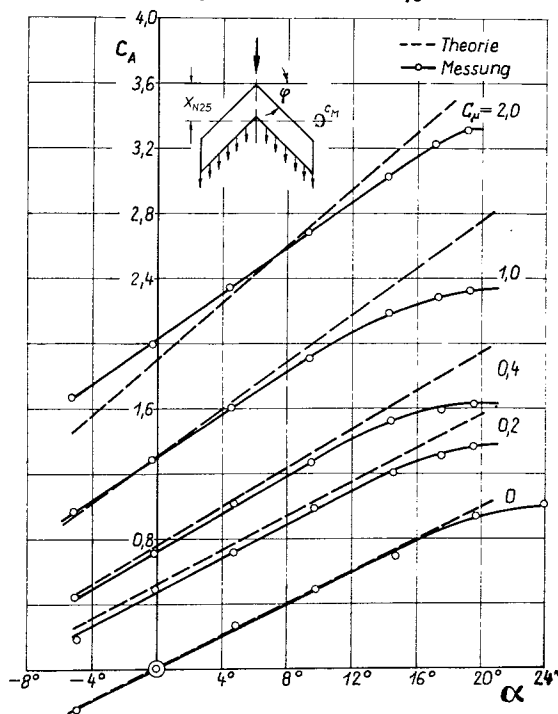


Abb. 15. Vergleich der theoretischen und gemessenen Gesamtauftriebsbeiwerte c_A eines Pfeilflügels in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α bei verschiedenen Impulskoeffizienten C_μ . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 30^\circ$

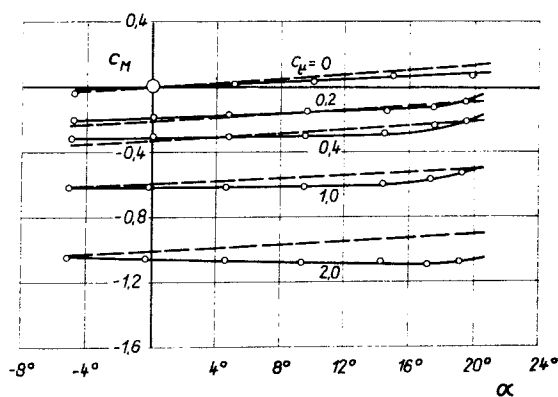


Abb. 16. Vergleich der theoretischen und gemessenen Gesamtkippmomentenbeiwerte c_M eines Pfeilflügels in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α bei verschiedenen Strahlimpulskoeffizienten C_μ . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$ und $\eta_s = 30^\circ$

Pfeilflügel: $\varphi = 45^\circ$; $\Lambda = 3,5$; $\eta_s = 60^\circ$

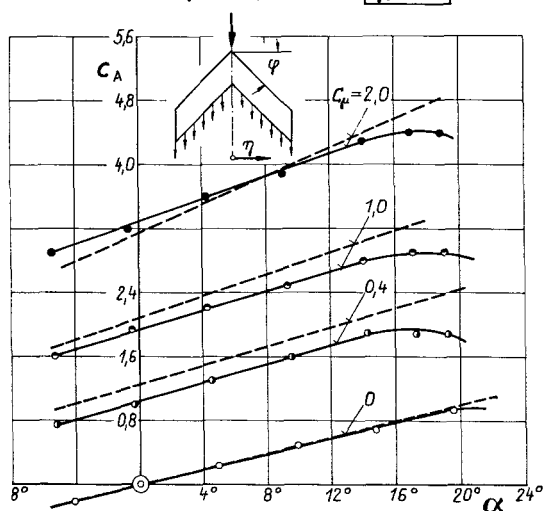


Abb. 17. Vergleich der theoretischen und gemessenen Gesamtauftriebsbeiwerte eines Pfeilflügels mit großem Ausblasewinkel bei verschiedenen Anstellwinkeln α und Strahlimpulscoeffizienten C_μ . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 60^\circ$

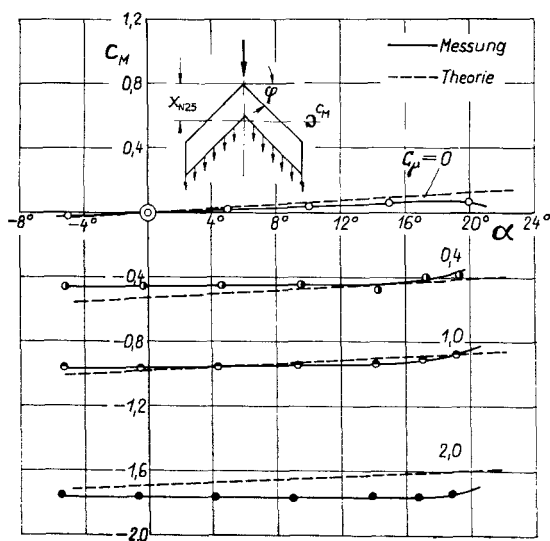


Abb. 18. Vergleich der theoretischen und gemessenen Gesamtkippmomentenbeiwerte eines Pfeilflügels mit großem Ausblasewinkel bei verschiedenen Anstellwinkeln α und Strahlimpulscoeffizienten C_μ . Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 60^\circ$

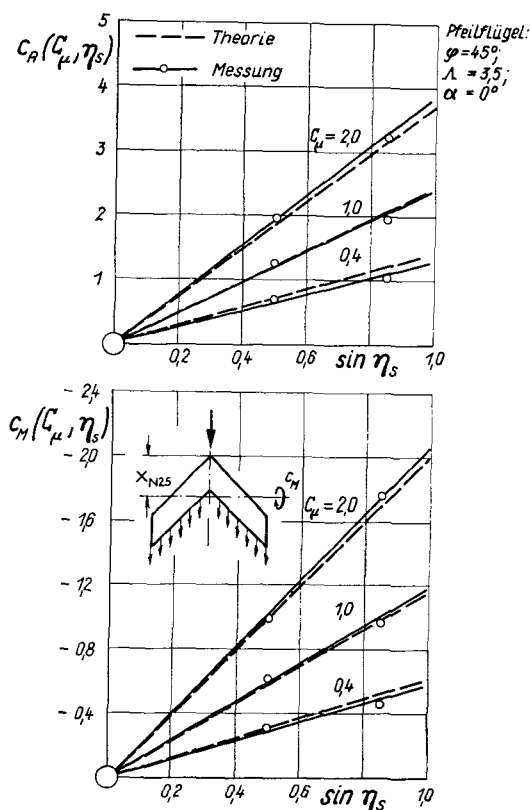


Abb. 19. Vergleich des mit dem Ausblasewinkel verbundenen Sinusgesetzes für den Gesamtauftrieb und das Gesamtkippmoment eines Strahlklappenflügels bei verschiedenen Strahlimpulscoeffizienten c_μ nach Theorie und Messung. Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\gamma = 45^\circ$, $A = 3,5$, $\alpha = 0^\circ$

Ausblasens über einen Teil der Spannweite mit der Theorie leicht zugänglich. Es soll jedoch die Diskontinuität in dem Impulsbeiwert $c_\mu(\eta)$ an der Sprungstelle wie beim Anstellwinkel für Querruder oder Klappenausschlag nach der Methode von *Multhopp* [13] abgerundet werden.

Es wurden zwei Fälle untersucht, und zwar für Ausblasen mit konstantem Strahlimpulscoeffizienten, einmal aus der inneren Flügelhälfte und zum anderen aus der äußeren Flügelhälfte. Die theoretisch berechneten Verteilungen des Zirkulationsauftriebes c_{aR} und des Momentes c_{mR} über der Spannweite sind in Abb. 20 zusammen mit den Meßergebnissen aufgetragen. Zum Vergleich sind hier auch die Auftriebs-Verteilungen für Ausblasen über der ganzen Spannweite mit aufgeführt. Es zeigt sich, daß die gemessenen Werte durch die Theorie ziemlich gut wiedergegeben werden. Außerdem stellt sich eindeutig heraus, daß das Ausblasen auf der inneren Flügelhälfte einen größeren Beitrag zum Auftrieb liefert, als das Ausblasen in den äußeren Bezirken des Flügels. Durch die Messungen wurde auch bestätigt, daß die induzierte Wirkung

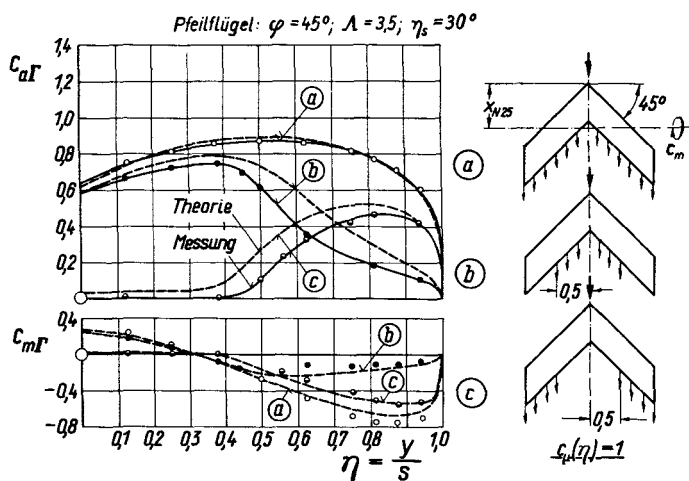


Abb. 20. Vergleich der theoretischen und gemessenen Auftriebsverteilungen $c_{aΓ}$ und Momentenverteilungen $c_{mΓ}$ über der Spannweite eines Pfeilflügels, die infolge der Superzirkulation bei verschiedener Anordnung des Ausblasens mit konstantem Strahlimpulscoeffizienten $c_μ(η) = 1,0$ erzeugt werden. Flügel: Pfeilflügel mit Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$, $\Lambda = 3,5$, $\eta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$

- a) Ausblasen über der ganzen Spannweite mit $c_μ(η) = 1,0$
 b) Ausblasen über die innere Hälfte der Spannweite mit $c_μ(η) = 1,0$
 c) Ausblasen über die äußere Hälfte der Spannweite mit $c_μ(η) = 1,0$

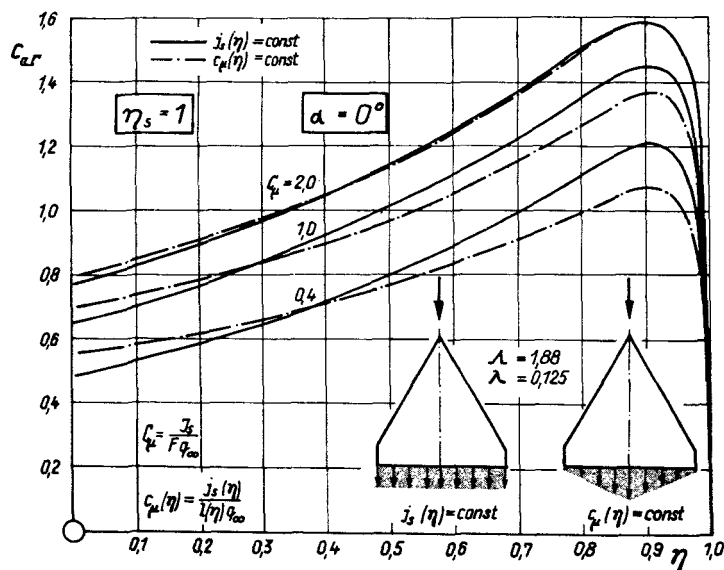


Abb. 21. Vergleich der theoretischen Auftriebsverteilungen $c_{aΓ}$ über der Spannweite eines Deltaflügels, die infolge der Superzirkulation bei verschiedener Verteilung des Strahlimpulscoeffizienten $c_μ(η)$ erzeugt werden. Flügel: Deltaflügel mit $\Lambda = 1,88$, $\lambda = 0,125$, $\eta_s = 1,0$, $\alpha = 0^\circ$

- a) Strahlimpuls $j_s(η) = \text{const}$
 b) Strahlimpulscoeffizienten $c_μ(η) = \text{const}$

um die Sprungstelle in $c_\mu(\eta)$ ähnliche Einflüsse aufweist, wie bei der Diskontinuitätsstelle für $\alpha(\eta)$ bei Klappenausschlag.

Aus den dargestellten Auftriebs- und Momentenverteilungen in Abb. 20 lassen sich die Gesamtbeiwerte des Auftriebes und des Momentes ermitteln. Auf eine Wiedergabe dieser Werte, die in [23] enthalten sind, wird hier verzichtet.

5.3. Deltaflügel mit Strahlklappen

Die Berechnungen für einen Deltaflügel vom Seitenverhältnis $\Lambda = 1,88$ wurden für zwei verschiedene Verteilungen der Strahlimpulscoeffizienten $c_\mu(\eta)$ über der Spannweite durchgeführt; einmal wurde der Strahlimpuls $j_s(\eta)$ über der Spannweite konstant gehalten, und zum anderen wurde der Impulscoeffizient $c_\mu(\eta)$ konstant gehalten. Um $c_\mu(\eta)$ über der Spannweite konstant zu halten, muß der örtliche Strahlimpuls in jedem Flügelschnitt proportional zu der örtlichen Flügeltiefe sein.

Die Verteilung des Zirkulationsauftriebes über der Spannweite des Deltaflügels ist in Abb. 21 für $\eta_s = 1$ und $\alpha = 0$ bei verschiedenen Strahlimpulscoeffizienten C_μ dargestellt. Es zeigt sich, daß sich für die Zirkulationsanteile des Auftriebs das Ausblasen mit konstanter Impulsverteilung über der Spannweite etwas günstiger auswirkt, als das Ausblasen mit konstantem Impulscoeffizienten $c_\mu(\eta)$.

Ein Vergleich des Gesamtzirkulationsauftriebes des Deltaflügels vom Seitenverhältnis $\Lambda = 1,88$ mit den Ergebnissen für einen Deltaflügel mit $\Lambda = 2,32$ nach Malavard [9] ist in Abb. 22 aufgeführt. Zur Bestimmung des Auftriebes von Tragflügeln mit Strahlklappen wurde von L. Malavard die rheoelektrische

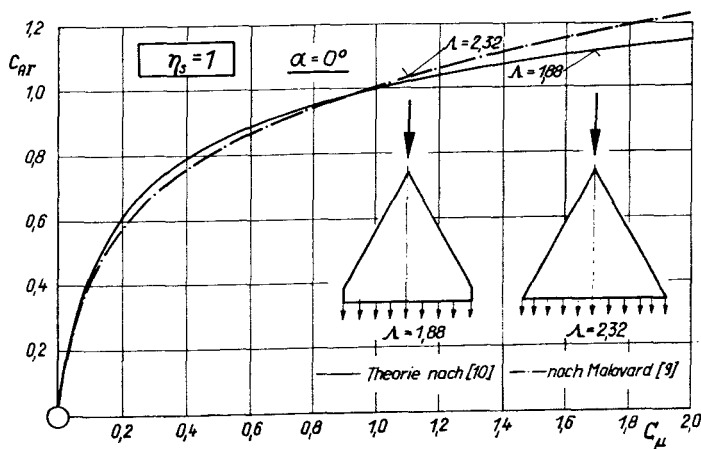


Abb. 22. Die nach Theorie [10] und nach der in [9] angegebenen Methode ermittelten Auftriebsbeiwerte für Deltaflügel, die bei verschiedenen Strahlimpulscoeffizienten C_μ durch Superzirkulation erzeugt werden.

a) Theorie nach [10], Deltaflügel mit $\Lambda = 1,88$, $\lambda = 0,125$, $\eta_s = 1,0$, $\alpha = 0^\circ$

b) Theorie nach [9], Deltaflügel mit $\Lambda = 2,32$, $\lambda = 0$, $\eta_s = 1,0$, $\alpha = 0^\circ$

Analogiemethode verwendet. Die beiden Kurven in diesem Bild zeigen fast den gleichen Verlauf.

6. Zusammenfassung

Es wurden eingehende theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlklappenflügeln endlicher Spannweite mit verschiedenen Grundrißformen, nämlich Rechteck-, Pfeil- und Deltaform durchgeführt. Die Untersuchungen erfassen den Einfluß des Strahlimpulskoeffizienten sowie des Ausblasewinkels und in einigen Fällen auch den Einfluß der Verteilung des Strahlimpulskoeffizienten über der Spannweite. Die theoretischen Verteilungen des Zirkulationsauftriebes und -kippmomentes wurden nach der Tragflächentheorie berechnet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden durch experimentelle Untersuchungen nachgeprüft und zum Teil auch mit den nach der rheoelektrischen Analogiemethode berechneten Werten von *Malavard* und *Lepage* [9] verglichen.

Es zeigt sich, daß bei allen berechneten Flügelformen die theoretischen Verteilungen des Zirkulationsauftriebes und -momentes über der Spannweite die gemessenen Verteilungen recht zuverlässig wiedergeben. Die Übereinstimmung der theoretischen Ergebnisse mit den nach der rheoelektrischen Analogiemethode berechneten Werten ist ebenfalls zufriedenstellend. Somit stehen auch die theoretischen und die gemessenen Gesamtauftriebs- und -kippmomentenbeiwerte der Flügel in sehr gutem Einklang miteinander.

Aus den Messungen an einem Flügel mit einem Ausblasewinkel von $\eta_s = 60^\circ$ ergab sich ferner, daß auch bei derart großem Strahlwinkel eine erweiterte lineare Theorie angewendet werden kann, welche das Sinusgesetz für den Zusammenhang zwischen Strahlwinkel und Zirkulation benutzt.

Die experimentell erhaltenen Anstellwinkelanteile der Auftriebsanstiege für die drei Ausblasewinkel von $\eta_s = 0^\circ, 30^\circ$ und 60° bestätigen den theoretischen Ansatz, daß dieser weitgehend unabhängig von dem Strahlwinkel η_s ist.

Für das Ausblasen über einen Teil der Spannweite ergibt sich, daß bei Pfeilflügeln die Anordnung mit Ausblasen auf der inneren Flügelhälfte günstiger ist, als in den äußeren Bezirken des Flügels. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung wurde auch bei diesen Anordnungen des Ausblasens als recht zufriedenstellend bewiesen.

Abschließend ist zu bemerken, daß aus diesen Ergebnissen für Strahlklappenflügel verschiedener Grundrißformen auch der induzierte Widerstand leicht ermittelt werden kann. Da die Saugkraft um die Hinterkante des Flügels wegen des in dieser Gegend angebrachten Ausblaseschlitzes experimentell nicht genau erfaßt werden konnte, war die experimentelle Bestimmung des Widerstandsbeiwertes sehr erschwert. Somit konnten die theoretischen Widerstandsbeiwerte nicht durch Messung bestätigt werden. Ein Vergleich der induzierten Widerstandsbeiwerte mit einigen englischen Messungen wurde in [10] durchgeführt. Theorie und Messung standen dabei in sehr guter Übereinstimmung.

7. Literaturverzeichnis

- [1] *D. A. Spence*: The lift coefficient of a thin jet-flapped wing. Proc. Roy. Soc. **A 238** (1956), S. 46—68.
- [2] *D. A. Spence*: The lift of a blowing wing in parallel stream. Journ. Aero. Sci. **23** (1956), S. 92—94.
- [3] *R. Siestrunk und J. J. Bernard*: Sur une méthode de détermination numérique des potentiels de perturbation dans la théorie linéarisée du soufflage au bord de fuite des profils d'ailes. Comptes Rendus de l'Académie de Sciences, **242** (1956), S. 2443—2445.
- [4] *L. Malavard, Ph. Poisson-Quinton, P. Jousserandot*: Recherches théoriques et expérimentales sur le contrôle de circulation par soufflage appliqué aux ailes d'avions. ONERA, Tech. Note No. 37 (1956).
- [5] *W. Jacobs*: Neuere theoretische Untersuchungen über den Strahl-Flügel in zwei-dimensionaler Strömung. Z. Flugwiss. **5** (1957), S. 233—259.
- [6] *Y. A. Yoler*: A lifting line Theory of the Jet-Flapped Wing. Boeing Doc. D 1—82—0042 (1960).
- [7] *G. R. Hough*: Cambered Jetflap Airfoil Theory. Cornell Univ. Grad. Sch., Aero. Eng. Rep. (1959), pp. 77.
- [8] *E. C. Maskell und D. A. Spence*: A Theory of the Jetflap in three Dimensions. Proc. Roy. Soc. **251** (1959), S. 407—425.
- [9] *L. Malavard und L. Lepage*: Principes et résultats de calcul d'ailes à jet par analogies rhéoelectriques. La Recherche Aéronautique, ONERA, Nr. 77 (1960), S. 3—17.
- [10] *A. Das*: Tragflächentheorie für Tragflügel mit Strahlklappen. Jahrbuch der Wiss. Gesellschaft für Luftfahrt (1960), S. 112—133.
- [11] *A. Das*: A Lifting-Surface Theory for Jet-Flapped Wings. Readers' Forum des Journ. Aero. Space Sci. **29** Nr. 4 (1962), S. 499—500.
- [12] *E. Truckenbrodt*: Tragflächentheorie bei inkompressibler Strömung. Jahrbuch 1953 der WGL (1953), S. 40—65.
- [13] *H. Multhopp*: Methods of Calculating the Lift Distribution of Wings (Subsonic Lifting-Surface Theory). ARC R. & M. Nr. 2884 (1955).
- [14] *J. Williams*: British Research on the Jet-Flap scheme. Z. Flugwiss. **6** (1958), S. 170—176.
- [15] *J. Williams*: British Research on Boundary Layer Control for high lift by Blowing. Z. Flugwiss. **6** (1958), S. 143—150.
- [16] *I. M. Davidson*: The Jet-Flap. Journ. Roy. Aero. Soc. **60** (1956), S. 24—50.
- [17] *N. A. Dimmock*: An experimental Introduction to the Jet-Flap. ARC, C. P. No. 344 (1957).
- [18] *Ph. Phoison-Quinton*: Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln. WGL-Jahrbuch (1956), S. 29—51.
- [19] *J. G. Lowry und R. D. Vogler*: Windtunnel Investigation at low speeds to determine the effect of Aspect ratio and End plates on a rectangular Wing with Jet-Flaps deflected 85°. NACA Tech. Note 3863 (1956).
- [20] *R. Löhr*: Untersuchungen des Bodeneinflusses bei einem Strahlklappenflügel endlicher Spannweite. Ber. 63/45 d. Inst. f. Aerodynamik der DFL Braunschweig (1963).
- [21] *H. Schlichting*: Aerodynamische Probleme des Höchstauftriebes. (ICAS) Vortrag auf dem dritten Internationalen Kongreß für die Flugwissenschaften, Stockholm, 1962. Z. Flugwiss. **13** (1965), S. 1—14.
- [22] *A. Das*: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlklappenflügeln. Teil I: Untersuchungen an Rechteckflügeln von verschiedenen Seitenverhältnissen. Ber. 61/11 d. Inst. f. Aerodynamik der DFL Braunschweig (1961).
- [23] *A. Das*: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlklappenflügeln. Teil II: Untersuchungen an Pfeilflügeln von verschiedenen Seitenverhältnissen ($\Lambda = 1,9; 2,75; 3,5$) und an einem Deltaflügel vom Seitenverhältnis $\Lambda = 1,88$. Ber. 62/36 d. Inst. f. Aerodynamik der DFL Braunschweig (1962).

- [24] *A. Das*: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Tragflügeln endlicher Spannweite mit Strahlklappen. Forschungsbericht 64—40, Deutsche Luft- und Raumfahrt (1964).
- [25] *J. Rotta*: Luftkräfte am Tragflügel mit einer seitlichen Scheibe. Ing. Arch. XIII (1942), S. 119—131.